

**Untersuchung des 2α -Zerfalles der Zustände
bei 16,6 und 16,9 MeV in Be^8 nach der Reaktion
 $\text{Li}^7 (p, \gamma) \text{Be}^{8*} (2\alpha)$**

von
Walter L. Flessa
aus
Coburg



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546214_0094

**Untersuchung des 2α -Zerfalles der Zustände
bei 16,6 und 16,9 MeV in Be^8 nach der Reaktion
 $\text{Li}^7(p,\gamma)\text{Be}^{8*}(2\alpha)$**

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
Walter L. Flessa
aus
Coburg

Als Dissertation genehmigt von der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 24. 7. 1968

Dekan: Prof. Dr. W. Haupt

Erstberichterstatter: Prof. Dr. H. Wegener

Zweitberichterstatter: Prof. Dr. R. Fleischmann

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

I. Einleitung

II. Diskussion der Zustände der $A = 8$ Isobaren

1) Bemerkungen zum Isospin von Nukleonensystemen

2) Isospin-Multipletts der $A = 8$ Isobaren

III. Aussagen über den Isospin der 2^+ -Niveaus bei 16,6 und 16,9 MeV und der 1^+ -Niveaus bei 17,6 und 18,15 MeV in Be^8 aus Kernreaktionen, β -Zerfällen und γ -Übergängen

1) Allgemeine Auswahlregeln

2) Aussagen aus Teilchenreaktionen und β -Zerfall

3) Aussagen aus dem γ -Zerfall

4) 2α -Teilchenzerfall der Niveaus 16,6 MeV und 16,9 MeV nach der Bevölkerung durch die Reaktion $\text{Li}^7(p, \gamma) \text{Be}^8$

IV. Messungen

V. Ergebnisse und Diskussionen

Anhang

Zusammenfassung

Am 1 MeV-Van-de-Graaffgenerator wurde über die Reaktion $\text{Li}^7 + p \rightarrow \text{Be}^8$ mit $E_p = 441 \text{ keV}$ der $T = 1$ -Zustand bei 17,6 MeV bevölkert. Neben den γ -Übergängen zum Grundzustand bzw. ersten angeregten Zustand finden mit einer geringen Übergangswahrscheinlichkeit γ -Zerfälle zu den beiden energetisch eng benachbarten Niveaus bei 16,6 und 16,9 MeV statt. Im Falle vorwiegend reiner Isospinzustände ist die Übergangswahrscheinlichkeit zu einem dieser Niveaus wegen der Morpurgo-Regel um einen Faktor 50 bis 100 retardiert. Aus einer Messung des α -Spektrums aus dem Zerfall dieser beiden Zustände sind indirekte Aussagen über die γ -Zerfälle möglich.

In dieser Arbeit wurden die α -Teilchen mit einer Halbleiterdiode ohne Absorber spektroskopiert. Das Target war LiF von natürlicher Isotopenzusammensetzung mit ca. $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ auf einem Kohlenstoffträger von ca. $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8(16,6)$ wurde der Wert $\frac{d\sigma}{d\Omega}(160^\circ) = (750 \pm 100) \text{ nb/sr}$ erhalten. Der γ -Übergang zum 16,9 MeV Niveau besitzt maximal 20% der Übergangswahrscheinlichkeit zum 16,6 MeV Zustand. Das 16,6 MeV Niveau kann kein reiner $T = 1$ -Zustand sein. Diese Meßergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den Resultaten anderer Autoren.

I. Einleitung

In dem instabilen Be^8 -Kern gibt es zwei energetisch eng benachbarte Niveaus bei den Anregungsenergien 16,6 und 16,9 MeV. Die beiden Niveaus liegen in dem Energiebereich, in dem man aus der Systematik der Isospinmultipletts unter Berücksichtigung der Coulombkorrekturen den ersten $T = 1$ -Zustand erwarten würde, nämlich den, der ein analoges Niveau zu den Grundzuständen des Li^8 und B^8 ist.

Innerhalb der leichten Kerne ist der Isospin eine gute Quantenzahl. Deshalb besitzt man verschiedene Möglichkeiten mit Hilfe von Auswahlregeln für den Isospin eine Isospin-Zuordnung für bestimmte Niveaus der Kerne zu treffen.

Dazu verwendet man Kernreaktionen, Teilchenzerfälle und γ -Übergänge. In Be^8 kennt man ein $T = 1$ -Niveau bei 17,6 MeV mit einer Breite von nur 11 keV. Dieser Zustand wird nach der Reaktion $\text{Li}^7 + p \rightarrow \text{Be}^{8*}$ bevölkert. Von diesem Niveau aus gibt es vorwiegend hochenergetische γ -Zerfälle zum Grundzustand bzw. zum ersten angeregten Zustand und mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch γ -Zerfälle zu den beiden uns interessierenden Niveaus.

Für M1-Übergänge besagt die als Morpurgo-Regel bekannte Auswahlregel, daß in selbstkonjugierten Kernen M1-Übergänge mit $\Delta T = 0$ um einen Faktor 50 bis 100 retardiert sind. Der Nachweis der niederenergetischen γ -Quanten auf direktem Weg ist mit den heutigen experimentellen Mitteln nicht möglich. Aus anderen Reaktionen weiß man, daß das 16,6 und das 16,9 MeV Niveau in zwei α -Teilchen zerfällt. Aus der Messung des α -Spektrums kann man indirekt eine Aussage über die gesuchten γ -Übergangswahrscheinlichkeiten gewinnen.

Der 2α -Teilchen-Zerfall eines reinen $T = 1$ -Zustandes ist andererseits nur möglich, wenn die Isospinauswahlregeln ver-

letzt werden. Dagegen kann ein Zustand, der aus $T = 0$ - und $T = 1$ -Anteilen besteht, über den $T = 0$ -Anteil in zwei α -Teilchen zerfallen. Die Messung der Breite r_α dieser Niveaus erlaubt in Verbindung mit zusätzlichen Kenntnissen über die Wellenfunktion eine Aussage über die $T = 0$ - und $T = 1$ -Anteile dieser Zustände.

In dieser Arbeit wurden die nach der Reaktion $\text{Li}^7(p,\gamma)\text{Be}^8$ (2) auftretenden α -Gruppen untersucht. In vielen vorangehenden Arbeiten war für das 16,6-MeV-Niveau die $T = 1$ -Zuordnung gegeben worden. Die Messung der α -Teilchen von P. Paul und Mitarbeitern im Jahre 1964 (1) schien diese Ansicht zu bestätigen. Marion und Wilson wiederholten diese Messung im Jahre 1965 (2). Ihr Ergebnis widersprach der bisherigen Ansicht, einem der beiden Niveaus einen bestimmten Isospin zuordnen zu können. J.B. Marion schlug vor, diese Zustände als im Isospin gemischte Zustände zu beschreiben. Das Ergebnis der vorliegenden Arbeit, das im Gegensatz zu den bisherigen Messungen mit einer besonders einfachen Versuchsanordnung gewonnen wurde, ist in Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Arbeit von Marion und Wilson und mit einer erneuten Messung von Kohler und Paul (3). Heute nimmt man allgemein an, daß die Niveaus in Be^8 bei 16,6 und bei 16,9 MeV keine Zustände mit reinem Isospin sind. Dazu existieren auch Rechnungen, in denen gezeigt wird, daß bei diesen beiden Niveaus eine Mischung des Isospins unter dem Einfluß der Coulombwechselwirkung auftritt (4).

Das 17,6-MeV-Niveau wurde am Erlanger 1-MV-van-de-Graaff-Generator über die Reaktion $\text{Li}^7 + p \rightarrow \text{Be}^8$ mit $E_p = 441$ keV bevölkert. In der vorliegenden Untersuchung wurden die α -Teilchen im Gegensatz zu einer vergleichbaren Messung, bei der zwei in Koinzidenz geschaltete Dioden zum α -Teilchennachweis verwendet wurden (3), mit nur einer Halbleiterdiode spektroskopiert. Dadurch wurden Spektren mit einem geringeren Teilchenuntergrund erhalten. Das Target bestand aus LiF mit der natürlichen Isotopenzusammensetzung bei einer Targetdicke von ca $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ auf einer Kohlenstoffolie von etwa $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Es wurden dünne Targets verwendet, um die Energieverbreiterung infolge der Selbstabsorption zu vermeiden und um möglichst wenig rückgestreute Protonen zu haben. Das α -Spektrum enthält neben den gesuchten α -Gruppen eine energetisch eng benachbarte um 10^3 bis 10^4 intensitätsstärkere α_0 -Gruppe.

Diese α_0 -Gruppe entsteht bei einer nichtresonanten Reaktion des Protons mit dem Li^7 -Kern.

Das experimentelle Problem ist der Nachweis der gesuchten α -Gruppen neben dieser intensitätsstarken, energetischen benachbarten, α_0 -Gruppe und dem starken Untergrund an rückgestreuten Protonen.

II. Diskussion der Zustände der A = 8 - Isobaren

A) Bemerkungen zum Isospin von Nukleonensystemen

Durch den nahezu gleichen Wert der Neutronen und der Protonenmasse, den gleichen Spin und die gleiche Statistik und die Umwandlung eines Protons in ein Neutron und eines Neutrons in ein Proton beim β^+ -Zerfall wurde man veranlaßt, einen Formalismus zu entwickeln, der Proton und Neutron als zwei Zustände einer Teilchenart - des Nukleons - ansieht.

Man führt drei Isospinmatrizen ein, die den Paulischen Spinmatrizen äquivalent sind: τ_1, τ_2, τ_3 und ebenso Kombinationen daraus wie τ^+ und τ^- . Masse m und elektrische Ladung q des Nukleons werden Operatoren. Jetzt betrachtet man ein System mit N Neutronen und Z Protonen, das heißt, mit $A = N + Z$ Nukleonen. Man numeriert die Nukleonen von $1 \dots A$ und schreibt für die Koordinaten x_i, y_i, z_i (Ort), σ_{iz} (Spin) und τ_{i3} = dritte Komponente des Isospins. Die Schrödingerfunktion hängt von allen Nukleonenkoordinaten ab. Der Kernhamiltonion $H(1, 2, \dots i, \dots A)$ läßt sich in der Isospinschreibweise in zwei Terme aufspalten, in einen sogenannten "ladungsunabhängigen" Teil H_0 und in einen "ladungsabhängigen" Teil H_1 .

$$H(1, 2, \dots A) = H_0(1, 2, \dots A) + H_1(1, 2, \dots A)$$

$$H_0 = -\frac{1}{2m} \sum_i \Delta_i + v(1, 2, \dots A)$$

V ist dabei die potentielle Energie soweit sie nicht elektromagnetischen Ursprungs ist und m ist die Nukleonenmasse.

$$H_1 = \frac{e^2}{2} \sum_{i \neq k} \frac{(1 + \tilde{\tau}_{i3})(1 + \tilde{\tau}_{k3})}{4 |r_i - r_k|} - \frac{\delta m}{2} \cdot \frac{1}{2m} \sum_{i=1}^A \tilde{\tau}_{i3} \Delta_i$$

H_1 enthält die elektrostatischen Kräfte im Atomkern und den Massenunterschied δm zwischen Neutron und Proton. Der Hamiltonian ist symmetrisch gegen Vertauschung zweier beliebiger Nukleonen l und m . Das verallgemeinerte Pauliprinzip fordert, daß die Schrödingerfunktion $\Psi(1, 2, \dots, A)$ total antisymmetrisch gegen Nukleonenaustausch ist.

Für ein System mit A -Nukleonen definiert man folgende Größen

$$T_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \tilde{\tau}_{i \frac{1}{2}, \frac{3}{2}}$$

und nimmt die drei Operatoren T_1, T_2 und T_3 die drei Komponenten des Gesamtsisospins $\vec{T}$ dieses Nukleonensystems. Da die $\tau_{1,2,3}$ die Paulimatrizen sind, genügen auch diese Komponenten den Vertauschungsrelationen für den normalen Drehimpuls. Im Gegensatz zum Spin sind die drei Komponenten keine Komponenten im Ortsraum, sondern im dreidimensionalen Isoraum. Alle wesentlichen Eigenschaften des Drehimpulses gewinnt man allein aus den Vertauschungsrelationen. Folglich hat der Isospin auch alle diese Eigenschaften.

$$\text{Es ist } Q = \sum Q_i = e \sum_{i=1}^A \frac{1 + \tilde{\tau}_{i3}}{2} = e \left(\frac{A}{2} + T_3 \right), \quad T_3 = \frac{(Z - N)}{2}$$

Bei Vernachlässigung des β^+ -Zerfalls sind Z und N und damit T_3 für ein Nukleonensystem fest vorgegeben. Dann ist

$$T_3 \Psi = \frac{(Z - N)}{2} \Psi$$

Ψ ist also Eigenfunktion von T_3 . Da Ψ auch Eigenfunktion von H ist (scharfe Energie), sind H und T_3 vertauschbar. Die Hypothese der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte - abgesehen von Coulombkräften, die in H_1 enthalten sind - verlangt zusätzlich auch die

Vertauschbarkeit von H mit T_1 und T_2 . Dann ist H mit allen drei Komponenten von $\vec{T}$ vertauschbar und daher auch mit $\vec{T} \cdot \vec{T} = T(T + 1)$. Da p und n den Isospin $1/2$ besitzen, ist T ganzzahlig, falls A gerade, und halbzahlig für A ungerade. Nimmt man also an, daß die Kernkräfte ladungsunabhängig sind, dann ist T eine neue Quantenzahl, die für ein Energieniveau charakteristisch ist und gleichberechtigt neben Energie E_n , Drehimpuls J_n und Parität π_n erscheint. In der Isospinschreibweise kann man H in H_0 und H_1 aufspalten, wobei H_1 wegen seiner τ_3 -Komponenten sicher nicht mit T_1 und T_2 vertauschbar ist. H_1 verletzt also die Hypothese der Ladungsunabhängigkeit. H_1 führt dazu, daß der Isospin für größere Kernladungszahlen keine gute Quantenzahl mehr ist, und z. B. bei Kernreaktionen nicht mehr erhalten wird.

Man kann H_1 als klein gegen H_0 betrachten, falls man sich für den Isospin im Bereich leichter Kerne interessiert. Es gibt verschiedene experimentelle Hinweise dafür, daß die in H_0 enthaltenen Kernpotentiale $V(1,2, \dots A)$ tatsächlich ladungsunabhängig sind (5). Dann stellt $H_0 \psi = E\psi$ mit $\psi = \psi(E_n, J_n, M_n, \pi_n, T_n, T_{3n})$ für leichte Kerne eine Lösung der Schrödingergleichung dar.

Ein Zustand n besitzt also zu einem scharfen Energieeigenwert E_n gleichzeitig einen bestimmten Drehimpuls J_n mit Komponente M_n (wegen der Drehinvarianz von H_0), eine bestimmte Parität $\pi = \pm 1$ (wegen der Spiegelinvarianz von H_0), eine bestimmte T_3 -Komponente (wegen der Ladungserhaltung) und einen bestimmten Isospin T_n (wegen der Ladungsabhängigkeit der Kernkräfte).

Ein Nukleonensystem in einem Zustand mit dem Isospin T kann in $(2T + 1)$ -Zustände aufgespalten werden, die man ein Isospinmultiplett nennt. Die Glieder des Isospinmultipletts unterscheiden sich in T_3 . Diese verschiedenen Nukleonenzustände haben die gleichen Eigenschaften und zwar haben sie gleiche Quantenzahlen wie Energie, Drehimpuls, Parität, Gesamtisospin und gleiche innere Strukturen.

Isospin-Multipletts bei $A = 8$ - Isobaren

Wir wollen die Energieniveaulleiter für die Nukleonenzahl $A = 8$ betrachten. Da A gerade ist, erwartet man einige Niveaus mit $T = 0$. Dann ist zwangsläufig auch $T_3 = 0$. Diese Energieniveaus kommen nur bei einem einzigen Kern der $A = 8$ Isobaren vor. Man spricht von Isospinsingulettts. Niveaus mit $T = 1$ haben $T_3 = 0, \pm 1$. Diese Niveaus findet man also nicht nur in den $T_3 = 0$ -Kernen, sondern auch in den isobaren Nachbarn.

Wenn man innerhalb der Niveaulleiter eines $T_3 = 0$ -Kernes nach Niveaus mit $T = 1$ sucht, geht man zweckmäßig von den Niveaus eines der Nachbarkerne mit $T_3 = +1$ oder $T_3 = -1$ aus. Zu jedem Niveau des $T_3 = +1$ - oder des $T_3 = -1$ -Kernes sollte es ein analoges Niveau des $T_3 = 0$ -Kernes geben. Das erste $T = 1$ -Niveau in Be^8 müßte nach dieser Vorstellung der Analogzustand zu den Grundzuständen des Li^8 und des B^8 sein. Da man die Spin-Parität-Zuordnung des Li^8 -Grundzustandes kennt, kann man außerdem noch sagen, daß dieser Zustand $J^\pi = 2^+$ haben müßte.

Als Kandidaten in Be^8 kommen der energetischen Lage nach unter Berücksichtigung der Coulombkorrekturen und der Massendifferenzen zwei eng benachbarte Niveaus bei 16,6 und 16,9 MeV mit $J^\pi = 2^+$ in Frage.

Die Aufgabe ist also die $T = 1$ -Zuordnung für eines dieser beiden Niveaus zu treffen. Das andere hätte dann $T = 0$, da der erste angeregte Zustand in Li^8 , zu dem es wieder ein analoges Niveau in Be^8 geben kann, bei einer Anregungsenergie von 0,98 MeV mit $J^\pi = 1^+$ liegt.

Diese Überlegungen sind richtig, wenn der Isospin dieser Niveaus eine gute Quantenzahl ist. Wie wir später sehen werden, ist dies gerade bei diesen Zuständen nicht der Fall.

Zu dem ersten angeregten Zustand in Li^8 finden sich in Be^8 bei 17,6 und 18,15 MeV zwei Niveaus mit dem gleichen $J^\pi = 1^+$. Die energetische Lage spricht bei dem 17,6 MeV-Niveau für die $T = 1$ -Zuordnung und bei dem 18,15 MeV-Niveau für die $T = 0$ -Zuordnung. Der Grundzustand und der erste angeregte Zustand des B^8 , der bei einer Anregungsenergie von 0,78 MeV liegt, stellen als Niveaus

in dem $T_3 = +1$ -Kern jeweils das dritte Glied der betrachteten Isospin-Multipletts dar. Die Quantenzahl dieser Niveaus sind nicht mit Sicherheit bekannt.

Die Abb. 1 zeigt ein Bild der Niveaus der $A = 8$ Isobaren. Bild 2 zeigt einen Abschnitt daraus, den hier interessierenden Energiebereich. Die Übereinstimmung in den Quantenzahlen E, J, π ist eine notwendige Voraussetzung für die Glieder eines Isospin-Multipletts. Im nächsten Absatz soll kurz erläutert werden, auf welche Weise die Quantenzahlen für die hier besprochenen zwei Niveaus in Li^8 und die vier Niveaus in Be^8 gewonnen wurden, und wie genau die Zuordnung für diese Niveaus bekannt ist.

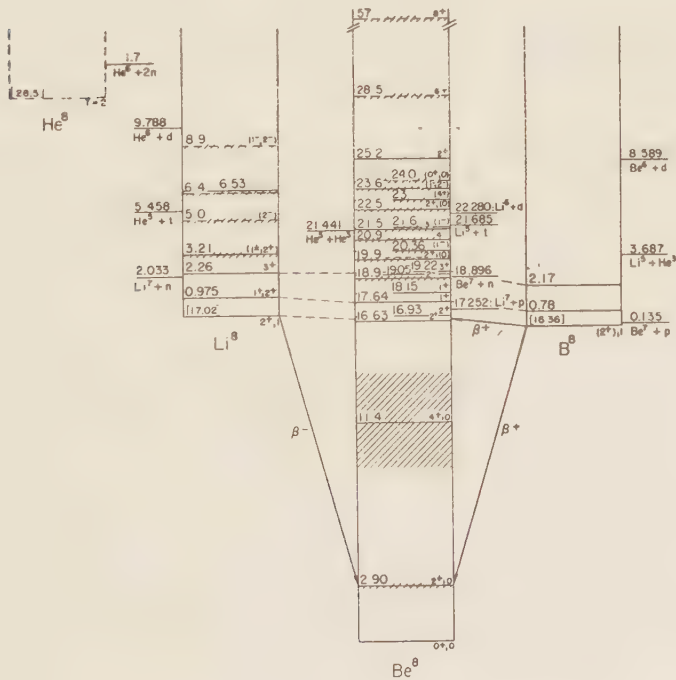


Abb. 1: Übersicht über die Niveaus der $A = 8$ Isobaren, auf Coulombenergie und Massendifferenzen korrigiert (6).

Be^8 : Aus dem beobachteten 2α -Zerfall der Niveaus bei 16,6 und 16,9 MeV kann man bereits angeben, daß der Spin dieser Niveaus gerade und die Parität positiv sein muß, da die α -Teilchen der Bosestatistik genügen.

Mit der elastischen α - α -Streuung wurde die J^π Zuordnung zu 2^+ bestimmt (7).

Sullivan und Treacy (8) haben aus einer beobachteten α - α -Winkelkorrelation nach der Reaktion $\text{Be}^9(\text{He}^3, \alpha)\text{Be}^8(2\alpha)$ für die beiden Niveaus ebenfalls $J^\pi = 2^+$ angegeben.

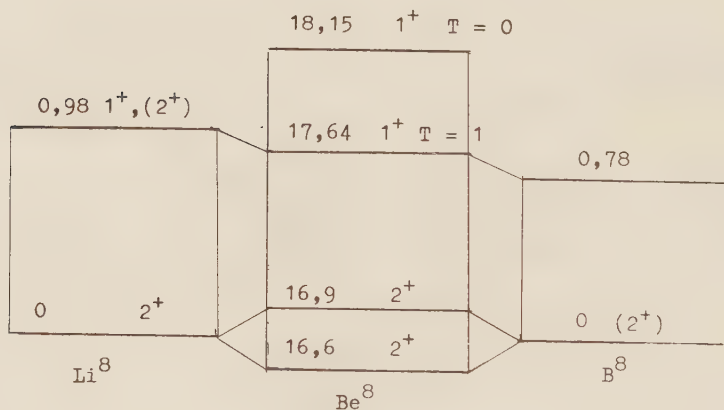


Abb. 2: Ausschnitt aus dem Niveauschema der isobaren Nachbarkerne Li^8 , Be^8 und B^8 .

Für das 17,6 MeV Niveau folgt die positive Parität aus der elastischen p-Wellen-Streuung von Protonen an Li^7 (9). Weiter ermöglicht die p-Wellen-Stripping Winkelverteilung der Reaktion $\text{Li}^7(d,n)$ bei $E_d = 5$ MeV die 1^+ -Zuordnung für dieses Niveau anzunehmen (10).

Man hat Spin und Parität des 17,6 MeV-Niveaus auch aus dem $M1$ - γ -Übergang zum Grundzustand und aus dem $E2/M1$ -Verhältnis des γ -Überganges zum ersten angeregten Zustand in Be^8 (6) bestimmt.

Für das 18,15 MeV-Niveau folgt die gerade Parität aus der elastischen p-Wellen-Protonenstreuung (9) und aus der inelastischen Streuung von Protonen an Li^7 bei einer Protonenenergie von ca 1 MeV (11). Weiter zeigt dieses Niveau eine große γ -Zerfallswahrscheinlichkeit und daneben aber keinen beobachtbaren α -Zerfall. Aus diesem Grunde erscheint $J = 1$ die einzige mögliche Spin-Zuordnung.

Li^8 : Für den Grundzustand des Li^8 nimmt man die Spin-Paritäts-Zuordnung 2^+ an. Dieses Ergebnis liefert eine Untersuchung der β , α -Winkelkorrelation des erlaubten β -Zerfalls vom Grundzustand des Li^8 zum ersten angeregten Zustand des Be^8 (12). Diese Zuordnung wird auch durch Schalenmodell-Rechnungen bestätigt (13).

Für den ersten angeregten Zustand des Li^8 bei 980 keV werden Zuordnung 1^+ und 2^+ angegeben aus der Untersuchung der p, γ -Korrelation in der $\text{Li}^7(d,p)$ Li^8 -Stripping Reaktion (14). Man findet in dieser Untersuchung, daß der γ -Übergang von diesem Niveau zum Li^8 -Grundzustand ein fast reiner $M1$ -Übergang ist. Die Entdeckung von He^8 mit einem erlaubten β -Übergang zum ersten angeregten Zustand von Li^8 spricht für die 1^+ -Zuordnung (15).

III. Aussagen über den Isospin der 2^+ -Niveaus bei 16,6 und 16,9 MeV und der 1^+ -Niveaus bei 17,6 und 18,15 in Be^8 aus Kernreaktionen, β -Zerfällen und γ -Übergängen

1. Allgemeine Auswahlregeln:

Unter der Voraussetzung der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte ist der Isospin eine Erhaltungsgröße. Das führt zu bestimmten Auswahlregeln bei verschiedenen Kernreaktionen. Man kann zwei Hauptfälle unterscheiden:

- a) Bei der Wechselwirkung von Teilchen wie Neutron, Proton, d, α etc. mit leichten Kernen ist die Isospinauswahlregel lediglich ein Ausdruck für die Dreiecksungleichung bei der Addition von Vektoren. Zwei Systeme in Zuständen mit dem Isospin T_1 und T_2 können nur verkoppelt werden zu einem System in einem Zustand mit dem Isospin T , wenn folgende Ungleichung erfüllt ist:

$$|T_1 - T_2| \leq T \leq T_1 + T_2$$

Da der Isospin von Deuteron und α -Teilchen gleich Null ist, so müssen z.B. bei den Reaktionen des Typs (d,d') oder (d,α) , (α,d) und (α,α') der Anfangs- und der Endzustand des Kernes denselben Isospin haben. Falls die Reaktion über einen Zwischenkern abläuft, kann dieser nur in Zuständen gebildet werden, deren Isospin gleich dem Isospin des Anfangskernes ist.

- b) An der Reaktion nehmen nicht nur Nukleonen und Kerne teil, sondern auch andere Reaktionspartner, wie β $\pm$ -Teilchen oder Photonen, deren Emission den Isospin des Systems ändert, so daß man das Gesetz von der Erhaltung des Isospins nicht unmittelbar anwenden kann. Hierbei zeigt sich jedoch, daß bei bestimmtem Isospin der Anfangs- und Endzustände des Nukleonensystems Matrixelemente, die der Ausstrahlung und der Absorption entsprechen, Null werden. Die Bedingungen für das Ver-

schwinden der Matrixelemente hängen noch von der konkreten Form der Wechselwirkung ab und bestimmen die Auswahlregeln für den Isospin.

β -Zerfall

Bei der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit für den β -Zerfall stößt man zwangsläufig auf die Bestimmung der Matrixelemente von Operatoren, die vom Isospin der Nukleonen abhängen. Da die Operatoren des Isospins formal mathematisch die gleichen Eigenschaften haben wie die Operatoren des gewöhnlichen Drehimpulses, kann man viele Eigenschaften solcher Matrixelemente in allgemeiner Form erhalten. Eine genauere Rechnung zeigt, daß folgende Auswahlregeln gelten:

Erlaubter Fermi-Übergang $\Delta J = \Delta \pi = 0$ und $\Delta T = 0$

Erlaubter Gamow-Teller-Übergang $\Delta J = 0, \pm 1$ $0 \rightarrow 0$ verboten

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad \Delta \pi = 0$$

γ -Zerfall

Analog zu den Auswahlregeln bei β -Zerfall, kann man auch Auswahlregeln für γ -Übergänge erhalten. Der Wechselwirkungsoperator der Nukleonen mit dem elektromagnetischen Feld läßt sich in zwei Anteile zerlegen, in einen isoskalaren Term und in einen Term, der sich wie die dritten Komponenten des Isospins verhält. Hieraus folgt die Auswahlregel für diejenigen γ -Übergänge, die mit dem Isoskalar zusammenhängen, sie lautet: $\Delta T = 0$.

Der zweite Summand führt zu folgender Auswahlregel $\Delta T = 0, \pm 1$ bei $T_3 = 0$ und $\Delta T = \pm 1$ bei $T_3 \neq 0$ ($N = Z$). Im Falle von $T_3 = 0$ ($N = Z$) sind nur Übergänge zwischen Niveaus mit verschiedenem Isospin möglich. Eine Untersuchung des Isoskalars und des sich wie die dritte Komponente des Isospins transformierenden Teils der Wechselwirkung für E1-Übergänge, führt zu einer interessanten Regel:

Für $N = Z$ -Kerne sind E1-Übergänge mit $\Delta T = 0$ verboten (16)

2) Aussagen aus Teilchenreaktionen und β -Zerfall

a) Teilchenreaktionen

Gell-Mann und Telegdi haben die Auswahlregeln für Teilchenreaktionen kombiniert mit elektrischen Dipolauswahlregeln (17) im Zusammenhang mit der Diskussion des Kernphotoeffektes, bei dem der Ausgangskern ein gerade-gerade Kern mit $N = Z$ ist. Wenn der erste $T = 1$ -Zustand des Anfangskernes mit der Energie E_1 vorkommt, dann können unter Voraussetzung, daß T eine gute Quantenzahl ist, folgende Feststellungen getroffen werden:

1. Für $E_\gamma < E_1$ gehen alle (γ, d) -Reaktionen durch M1-Absorption über einen $J = 1^+$, $T = 0$ -Zustand oder durch E2 über einen $J = 2^+$, $T = 0$ -Zustand.
2. Für $E_\gamma > E_1$ ist die Absorption möglich mit einem Übergang zu einem $T = 1$ -Zustand durch E1, M1 oder E2, aber Deuteron oder α -Emission von diesem Zustand aus kann nur vorkommen, wenn die Energie ausreicht, um den Endkern in einem $T = 1$ -Zustand zu lassen.
3. Für jedes E_γ gehen die Prozesse γ, α oder γ, d zu einem $T = 0$ -Endzustand nur nach 1.
4. Eine (γ, α) -Reaktion zu einem $J = 0$ -Grundzustand kann nur über einen $J = 2^+$, $T = 0$ -Zustand gehen.

Mit Hilfe dieser Regeln kann die Absorption von γ -Strahlen bei der Reaktion $C^{12}(\gamma, \alpha) Be^{8*}$, die bevorzugt bestimmte angeregte Niveaus in Be^8 bevölkert, erklärt werden.

Goward und Wilkins (18) haben diese Reaktion mit γ -Energien bis zu 40 MeV untersucht und α -Winkelverteilungen gemessen. Der erste $T = 1$ -Zustand in C^{12} hat $E = 15,1$ MeV, die Schwelle für E1-Absorption liegt bei $E_\gamma = 15$ MeV; die Energie E_γ aber, die erforderlich ist, um den ersten $T = 1$ -Zustand in Be^8 zu erreichen, ist etwa 26 MeV. Beobachtet wird ein Peak bei etwa 29 MeV in C^{12} für (γ, α) -Reaktionen, der zu den $T = 1$ -Zuständen um 17 MeV in Be^8 führt. Die E1-Absorption bevölkert $T = 1$ -Zustände, in dem α -Spektrum sind Peaks zu den Niveaus 16,9 mit etwa 30 % Anteil von 16,6 MeV Niveau und ebenso der

Peak zum 17,6 MeV-Zustand zu sehen. Die Winkelverteilung der α -Teilchen weist auf E1-Absorption mit $J = 2^+$ in den unteren Zuständen hin. Daraus folgt, daß die bei dieser Reaktion beobachteten Zustände in Be^8 zumindestens eine starke $T = 1$ -Komponente haben. Aus der Tatsache, daß das 18,15 MeV-Niveau nicht beobachtet wurde, folgerte man $T = 0$ für diesen Zustand.

Eine Reaktion, die ausschließlich $T = 0$ -Niveaus in Be^8 bevölkert, da alle Reaktionspartner $T = 0$ haben, ist der von Browne und Erskine (19) im Jahre 1961 beobachtete Prozeß $\text{B}^{10} (d, \alpha) \text{Be}^8$ bei einer Deuteronenenergie von 4 MeV. Diese Messung wurde von den Autoren im Jahre 1965 wiederholt. Das Ergebnis der Untersuchungen war in beiden Fällen, daß die Niveaus bei 16,6 und 16,9 MeV in Be^8 etwa gleichstark bevölkert wurden. Diese Tatsache war mit der von den Autoren in der ersten Arbeit angegebenen Zuordnung von $T = 1$ für das 16,6 und $T = 0$ für das 16,9 MeV-Niveau nicht zu vereinbaren. Um die, wie es schien, starke Isospinverletzung bei der Reaktion zu erklären, nahmen sie eine Isospinmischung in dem gebildeten C^{12} -Zwischenkern an.

In der erneuten Messung bei einer Deuteronenenergie von 7,5 MeV, die 1966 veröffentlicht wurde (20), wurde dann von einer starken Isospinmischung in den Be^8 -Zuständen bei 16,6 und 16,9 MeV gesprochen.

Parker und Donovan haben die $\text{B}^{10} (d, \alpha) \text{Be}^8$ -Reaktion bei $E_d = 20$ MeV gemessen (21). Bei einer höheren Einschußenergie wird diese Reaktion vorwiegend ein direkter Prozeß und die Coulombmischung im Zwischenkern wird unwesentlich.

Die Ergebnisse bei allen Deuteronenenergien sind qualitativ dieselben, nämlich, daß die 2^+ -Zustände etwa gleichstark bevölkert werden.

Außerdem ist die α -Winkelverteilung zu diesen beiden Zuständen nahezu gleich, was auf ähnliche Wellenfunktionen hinweist. Die etwa gleichen und auch großen Wirkungsquerschnitte für die beiden 2^+ -Niveaus deuten auf große $T = 0$ -Komponenten hin, was einer starken Verletzung des Isospins entspricht.

Das 17,6 MeV Niveau wird wesentlich schwächer bevölkert als sein "Partner" bei 18,15 MeV.

Die Winkelverteilung für diese beiden Niveaus sind nicht unähnlich. Beim Vergleich der Wirkungsquerschnitte der 1^+ - mit denen

der 2^+ -Zustände muß berücksichtigt werden, daß die 2^+ -Zustände um den statistischen Faktor $5/3$ bevorzugt sind. Dann sind die Wirkungsquerschnitte zu den beiden 2^+ -Zuständen jeder etwa halb so groß wie der zum $18,15$ MeV Niveau. Das zeigt, daß in den 2^+ -Niveaus große $T = 0$ -Bemischungen bis 50% enthalten sind. Der Isospin scheint für diese beiden Zustände keine gute Quantenzahl zu sein, während das $17,6$ MeV-Niveau bzw. das $18,15$ MeV-Niveau durch $T = 1$ bzw. $T = 0$ gut charakterisiert wird.

b) β^+ -Zerfall

Matt und Mitarbeiter haben im Jahre 1964 die Übergangswahrscheinlichkeit des β^+ -Zerfalles von dem instabilen B^8 -Grundzustand zu den Be^8 -Niveaus bei $16,6$ und $16,9$ MeV gemessen und für den β^+ -Zerfall zum $16,6$ MeV-Niveau einen $\log. ft$ -Wert von $2,9$ angegeben (22). Aus dem kleinen $\log ft$ -Wert folgerten sie, daß das $16,6$ MeV-Niveau der Analogzustand zum Grundzustand des B^8 sein müßte und dann auch $T = 1$ haben würde. Bei einer $T = 1$ -Zuordnung für das $16,6$ MeV-Niveau würde es sich bei dem β^+ -Zerfall zu diesem Niveau sowohl um einen erlaubten Fermi- und Gamow-Teller-Übergang handeln.

Das Ergebnis dieses Experimentes stützte lange Zeit die $T = 1$ -Zuordnung für das $16,6$ MeV-Niveau.

Aus der Analyse der γ -Übergänge des Be^8 -Kernes folgerte Marion im Jahre 1965, daß eine $T = 1$ -Zuordnung für das $16,6$ MeV-Niveau nicht aufrecht erhalten werden kann. Die Ergebnisse der Kernreaktionen sprechen auch für diese Annahme.

Hier greifen wir den Ergebnisse der Isospin-Zuordnung vor, die man aus einer Untersuchung der γ -Übergänge in Abschnitt 3 und 4 erhält. Es ist wichtig, darauf hinzuweisen, daß man in der Interpretation der Versuchsergebnisse sämtlicher Reaktionstypen an diesen Niveaus zwei Zeitabschnitte unterscheiden kann, nämlich die Zeit "ante Marion" und "post Marion" (23).

Vor dieser Arbeit versuchte man immer wieder auch widersprüchliche Versuchsergebnisse dahingehend zu interpretieren, daß es sich bei diesen Niveaus um reine oder nahezu reine Iso-

spinzustände handelte. "Post Marion" wurden alte Versuchsergebnisse mit der Vorstellung der starken Isospinmischung neu interpretiert. Außerdem wurden frühere Experimente mit weiter entwickelten Meßmethoden wiederholt, um jetzt speziell die Isospin-Mischung zu zeigen. Dazu wurden Experimente zur Prüfung der speziellen Struktur dieser Niveaus vorgeschlagen, die man bei Isospin-Mischung erwartet. Obgleich nach Ausweis der Experimente die Mischung von etwa gleich großen $T = 0$ und $T = 1$ -Anteilen wahrscheinlich zu sein schien, wurde trotzdem der Versuch gemacht, in einer theoretischen Arbeit im Jahre 1967 die Niveaus als weitgehend reine Isospinzustände zu erklären (24). Das 16,6 MeV-Niveau sollte im Gegensatz zu der bisherigen Ansicht etwa 90 % $T = 0$ und etwa 10 % $T = 1$ enthalten und entsprechend des 16,9 MeV-Niveaus 90 % $T = 1$ und 10 % $T = 0$ Anteile haben.

Marion erklärte den kleineren ft -Wert im Rahmen der Einteilchenvorstellung und zeigte, daß diese Niveaus aus etwa gleichen $T = 0$ - und $T = 1$ -Anteilen bestehen und eine Struktur besitzen, die sich für das 16,6 MeV-Niveau als $Li^7 + p$ und für den 16,9 MeV-Niveau als $Be^7 + n$ darstellen läßt. In diesem Modell sollte auch der β^+ -Zerfall zum 16,9 MeV-Niveau einen vergleichbaren ft -Wert besitzen.

3) Aussagen aus den γ -Übergängen

In den einzelnen Teilen dieses Abschnittes wurden die Experimente, mit denen eine Isospinzuordnung für die Niveaus des Niveaudoublets möglich sind, nach Reaktionstypen geordnet beschrieben. Innerhalb der Reaktionstypen werden dann die Experimente in chronologischer Reihenfolge angegeben. Dadurch sind Überlappungen der Information unvermeidlich. Eine wesentliche Rolle in der Geschichte dieser Isospin-Doublets spielt eine indirekte Untersuchung der γ -Übergänge zu diesem Niveaus, mit der sich auch die vorliegende Arbeit beschäftigt. Wie in dem vorangegangenen Abschnitt kurz erwähnt wurde, führte erst das "Schlüsselexperiment" von Marion und Mitarbeitern (2) zu einem Umdenken in der Isospin-Zuordnung. In der Diskussion der γ -Übergänge gehen wir zunächst davon aus, daß für diese

Zustände eine Zuordnung relativ reinen Isospins möglich ist, wir versetzen uns sozusagen wieder in die "ante Marion Zeit".

In der Zusammenstellung der Isospinauswahlregeln für γ -Übergänge wurde bereits erwähnt, daß für $N = Z$ -Kerne wie Be^8 E1-Übergänge mit $\Delta T = 0$ verboten sind. Zusätzlich existiert in $N = Z$ -Kernen eine Aussage über M1-Übergänge, die als Morpurgo-Regel bekannt ist: Für $T = 0$ sind M1-Übergänge um einen Faktor 50 bis 100 retardiert. Die γ -Übergänge vom 17,6 MeV $T = 1$ -Niveau zu den Zuständen bei 16,6 und 16,9 MeV sind ihren Quantenzahlen nach in beiden Fällen M1 oder (und) E2-Übergänge. M1-Übergänge werden durch die Isospinauswahlregel in ihrer Übergangswahrscheinlichkeit beeinflusst. Diese niederenergetischen γ -Übergänge können experimentell neben der intensiven γ -Strahlung von 17,6 MeV nicht beobachtet werden. Man kennt γ -Übergänge von dem 17,6 MeV-Niveau zum Grundzustand und ersten angeregten Niveau in Be^8 . Daraus läßt sich mit der E_γ^3 -Abhängigkeit für M1-Übergänge die Übergangswahrscheinlichkeit für die Übergänge zu diesem Dublett abschätzen.

Es gilt für die Verhältnisse der γ -Übergangswahrscheinlichkeiten:

$$W_\gamma(17,6 \rightarrow \text{Grundzustand}) : W_\gamma(17,6 \rightarrow 16,6) : W_\gamma(17,6 \rightarrow 16,9) = \\ = 15000 : 3 : 1.$$

Andererseits weiß man aus verschiedenen Reaktionen, daß diese beiden Niveaus in 2α -Teilchen zerfallen. Eine Messung des α -Spektrums würde eine indirekte Aussage über die gesuchten γ -Übergangswahrscheinlichkeiten liefern. Der 2α -Teilchenzerfall eines reinen $T = 1$ -Niveaus ist aber nur möglich bei Verletzung der Isospinerhaltung. Dagegen kann ein Zustand, der aus $T = 0$ - und $T = 1$ -Anteilen besteht, über den $T = 0$ -Anteil in 2α -Teilchen zerfallen. Bei Teilchenreaktionen beobachtete man eine schmale Breite Γ_α von etwa 100 keV für jedes dieser beiden Niveaus. Die α -Zerfallswahrscheinlichkeit dieser Niveaus hängt von der Isospinzuordnung dieser Zustände ab. Für ein $T = 0$ -Niveau könnte eine spezielle Konfiguration den α -Zerfall behindern, so daß die beobachtete geringe α -Linienbreite entstehend würde,

bei einem vorwiegend $T = 1$ -Zustand würde dagegen bereits eine 10 % $T = 0$ -Beimischung die vorhandene Linienbreite erklären. Deswegen kann man annehmen, daß trotz der etwa gleichen α -Linienbreiten, das eine Niveau ein vorwiegend $T = 0$ und das andere ein vorwiegend $T = 1$ -Zustand sein kann.

Hier soll der α -Zerfall dieser Niveaus benutzt werden, die γ -Übergangswahrscheinlichkeiten zu diesen Niveaus zu bestimmen. Dazu muß bekannt sein, daß diese Niveaus nur in α -Teilchen zerfallen können. Andere Teilchenzerfälle sind energetisch nicht möglich. Konkurrierende γ -Übergänge braucht man bei den beobachteten α -Linienbreiten nicht zu berücksichtigen.

Eine Messung der Zahl der α -Teilchen gestattet dann eine Aussage über die gesuchten γ -Zerfallswahrscheinlichkeiten. Aus diesen γ -Übergangswahrscheinlichkeiten sollte man dann unter Verwendung der Morpurgo-Regel Aussagen über den Isospin dieser Niveaus machen können.

- 4) 2α -Teilchenzerfall der Niveaus 16,6 MeV und 16,9 MeV nach der Bevölkerung durch die Reaktion $\text{Li}^7(p, \gamma) \text{Be}^{8*}$.

In dieser Reaktion wird nach den α -Gruppen aus dem Zerfall der Niveaus bei 16,6 und 16,9 MeV gesucht.

Bei einer Protonenenergie von 441 keV wird mit der Reaktion $\text{Li}^7 + p$ das 17,6 MeV-Niveau in Be^8 bevölkert. Dieses Niveau wird durch die γ -Übergänge zum Grundzustand, zum ersten angeregten Zustand und zu dem interessierenden Niveaudublett entvölkert. Wie im vorangehenden Abschnitt erwähnt wurde, ist ein direkter Nachweis der niederenergetischen γ -Übergänge nicht möglich. Unter den in diesem Abschnitt angegebenen Bedingungen ist aber der Nachweis der γ -Übergänge auf indirektem Weg über den α -Zerfall dieser Niveaus möglich. Man erwartet diese α -Teilchen bis auf kinematische Korrekturen bei einer Energie von $(16,6 / 2)$ MeV und $(16,9 / 2)$ MeV. Neben diesen α -Teilchen entstehen in einer direkten Reaktion aus $(\text{Li}^7 + p)$ 2 α 's. Ihre Energie ist bis auf kinematische Korrekturen $(17,6 / 2)$ MeV.

Diese α_0 -Teilchen aus der direkten Reaktion besitzen eine wesentlich höhere Intensität als die α -Teilchen aus den Reaktionen über die γ -Übergänge. Außerdem haben sie eine um

nur 350 keV höhere Energie als die energetisch näher benachbarte der beiden α -Linien. Man kann die Intensitätsverhältnisse an den Wirkungsquerschnitten abschätzen. Der Wirkungsquerschnitt für $\text{Li}^7(p, \alpha_0)\alpha_0$ ist etwa gleich dem Wirkungsquerschnitt der $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8$ (Grundzustand) Reaktion für $E_p = 441$ keV. Im Abschnitt III wurden die Intensitätsverhältnisse für γ -Übergangswahrscheinlichkeiten angegeben. Etwa die selben Verhältnisse gelten auch für den α -Teilchenzerfall:

$$W_{\alpha_0} : W_{\alpha}(16,6) : W_{\alpha}(16,9) = 15000 : 3 : 1.$$

Gegenüber dem γ -Nachweis, der auf direktem Weg nicht möglich ist, hat man hier den Vorteil, geladene Teilchen nachzuweisen. Es zeigt sich jedoch, daß die großen Intensitätsunterschiede auch den α -Teilchennachweis erschweren.

- a) Da die α_0 -Gruppe bei einer um 350 keV höheren Energie auftritt und eine um den Faktor 10^4 höhere Intensität besitzt, erwartet man eine Störung des α -Teilchennachweises durch gestreute α_0 -Teilchen. Die gestreuten α_0 -Teilchen führen zu einer Verbreiterung der α_0 -Gruppe. Die α_0 -Gruppe erhält einen Ausläufer zu niedrigeren Energien, was zu einem hohen Untergrundsockel für die gesuchten α -Teilchen erzeugen kann. Außerdem begrenzt auch das endliche Auflösungsvermögen eines jeden Detektors die Trennung der α -Gruppen.
- b) Eine Messung des α -Spektrums wird außerdem noch durch die am Target gestreuten Protonen des Primärstrahles insbesondere beim Nachweis der α -Teilchen mit Festkörperdetektoren gestört. Die Zahl der gestreuten Protonen übersteigt die Zahl der Teilchen aus Kernreaktionen um Größenordnungen. Die große Zahl der kleinen Impulse im Detektor führt zu Pile-up-Effekten.

In der vorliegenden Arbeit wird nach den α -Gruppen aus dem Zerfall der Niveaus bei 16,6 und 16,9 MeV gesucht. Es ist nicht die erste Untersuchung des α -Zerfalls dieser Niveaus nach den vorangehenden γ -Übergängen. Im Jahre 1964 haben P. Paul, S.L. Blatt und P. Kohler (1) als erste die α -Teilchen aus dem Zerfall dieser Niveaus nachgewiesen. Neben der α_0 -Gruppe wurde eine α -Gruppe gefunden, die man dem 16,9 MeV Niveau zuordnete.

Die Autoren folgerten für das 16,9 MeV Niveau mit großer Wahrscheinlichkeit die $T = 0$ -Zuordnung. Der im Vergleich sehr schwache γ -Übergang zu dem 16,6 MeV-Zustand machte $T = 1$ für diesen Zustand wahrscheinlich. Dieses Ergebnis bestätigte sehr gut die damals gültige Zuordnung des Isospins. Die 2α -Teilchen wurden mit zwei Festkörperdetektoren in Koinzidenz nachgewiesen. Der Untergrund durch rückgestreute Protonen wurde durch Absorberfolien unterdrückt. Diese Absorberfolien erzeugten einen zusätzlichen Untergrund im α -Spektrum und verbreiterten die Linien.

Eine weitere Messung des α -Zerfalls veröffentlichten 1965 J.B.Marion und M.Wilson (Schlüsselexperiment) (2) (25). Neben der α_0 -Gruppe wurde eine deutliche α -Gruppe aus dem Zerfall des 16,6 MeV Niveaus gemessen. Zwischen diesen beiden Gruppen war eine schwach angedeutete α -Gruppe zusehen, die dem Zerfall des 16,9 MeV Niveaus zugeordnet wurde.

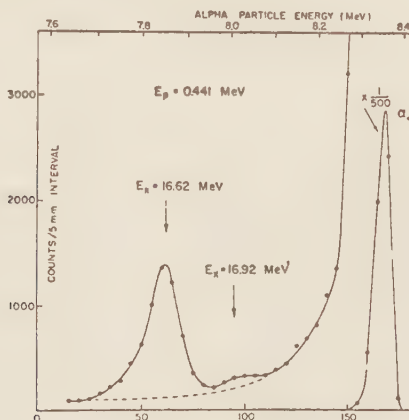


Abb. 3: Mit magnetischem Spektrometer gemessenes α -Spektrum aus der Arbeit von M.Wilson und J.B.Marion, das α -Gruppen aus den Be^8 -Niveaus bei 16,6 und 16,9 MeV zeigt (2)

Dieses Ergebnis wurde nach Vergleich mit den anderen bereits vorhandenen Daten aus anderen Reaktionstypen so interpretiert, daß die interessierenden Niveaus keine Eigenzustände des Gesamtspins sind, und im Rahmen einer Einteilchenkonfiguration erklärt werden können. Gemessen wurde dieses Spektrum mit einem magnetischen Spektrometer in Verbindung mit Photoplatten. Der Protonenuntergrund wird durch das Spektrometer abgetrennt. Abb. 3. D.Kohler und P.Paul (3) wiederholten ihre Messung 1965 und beobachteten ein α -Spektrum mit einer α -Gruppe, die im Gegensatz zu ihrer früheren Messung dem 16,6 MeV-Zustand zugeordnet wurde Abb. 4. Wie in der vorgehenden Arbeit von Marion und Mitarbeitern (2) wurden in Koinzidenz zu den α -Teilchen ein γ -Spektrum gemessen, um die 1 bzw. 0,7 MeV γ -Quanten nachzuweisen. Die komplizierte Interpretation dieses γ -Spektrum erlaubte das Intensitätsverhältnis der beiden γ -Übergänge abzuschätzen.

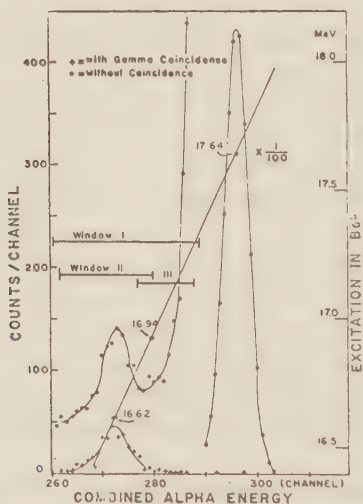


Abb. 4: Das in der Arbeit von D.Kohler und P.Paul (3) angegebene α -Spektrum, das die α -Gruppe aus dem Zerfall des 16,6 MeV Niveaus in Be^8 zeigt. Dieses Spektrum wurde in Summenkoinzidenz mit den Impulsen aus zwei Detektoren aufgenommen.

In der vorliegenden Arbeit wurde 1967 das α -Spektrum gemessen. Ebenso wie in der Arbeit von Kohler und Paul wurde neben der α_0 -Gruppe eine α -Gruppe aus dem Niveau 16,6 MeV beobachtet. Für eine α -Gruppe aus dem 16,9 MeV Niveau kann im Rahmen der bisher erreichten Meßgenauigkeit nur eine obere Grenze angegeben werden. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\text{Li}^7(p, \gamma) \text{Be}^{8*}(16,6)$ stimmt sehr gut im Rahmen der Fehler mit den von anderen Autoren angegebenen Werten überein. Das Ergebnis dieser Messung bestätigt auch die Annahme, daß das 16,6 MeV Niveau in Be^8 nicht das T = 1-Niveau sein kann. Im Gegensatz zu den bisherigen Messungen mit Koinzidenzmethoden mit zwei Detektoren, bzw. mit magnetischen Spektrometern, wurde hier das α -Spektrum mit nur einem Festkörperdetektor aufgenommen. Im folgenden Abschnitt IV wird diese Messung beschrieben.

IV M e s s u n g

Meßanordnung

Das T = 1-Niveau bei 17,6 MeV in Be^8 wird über die Resonanzreaktion $\text{Li}^7 + p \rightarrow \text{Be}^8(17,6)$ mit einer Breite von 11 keV bei einer Protonenenergie von 441 keV bevölkert. Der vorhandene Van-de-Graaff-Generator war ein im Eigenbau hergestelltes Gerät ohne einen Analysiermagneten. Für eine genügende Energiestabilität des Protonenstrahles mußte die Regelung der Generatorspannung verbessert werden. Ebenso wurde die Ionenoptik korrigiert. Provisorisch wurde ein Ionenseparator eingebaut, um die verschiedenen Wasserstoffionenkomponenten aus der HF-Quelle zu trennen. Für die Messungen wurde ein mittlerer Targetstrom von 300 nA eingestellt. Die Meßkammer war an das vertikale Strahlrohr des Beschleunigers angeflanscht. Die folgende Abbildung 5 zeigt eine schematische Darstellung der Meßanordnung.

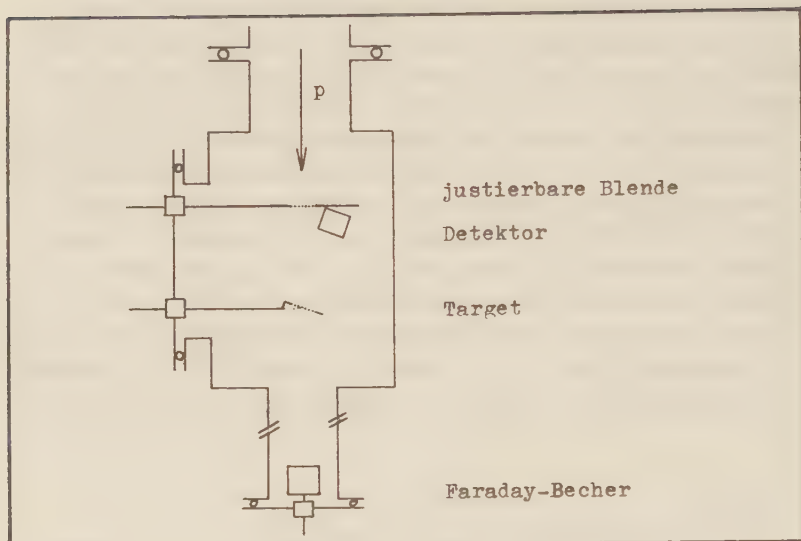


Abb. 5: Schematische Darstellung der Meßkammer

Der Detektor war unter einem Winkel von 160° angeordnet, die Targetnormale hatte dieselbe Richtung. Die Kammer, die Blenden und das Target waren justierbar. Der Protonenstrahl wurde durch zwei Blenden begrenzt. Vor dem Detektor der Fläche 50 mm^2 war eine scharfkantige, kreisrunde Blende von 3,2 mm Durchmesser angebracht. Der Abstand Detektor - Target war 50 mm. Bei der Meßanordnung wurde besonders darauf geachtet, störende Streuungen von Protonen und α -Teilchen zu vermeiden. Der Strahl wurde deshalb auch erst nach einer Laufstrecke von 1 m gestoppt.

Das dünne Target bestand aus LiF der natürlichen Isotopenzusammensetzung mit einer Massenbelegung von $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ auf einer Kohlenstoffolie von ca $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Am Target wurde eine Fläche von etwa $(4 \text{ mm})^2$ ausgeleuchtet.

Ein goldkontaktierter Sperrschichtzähler vom Typ SBC3-50-500 diente zum Teilchennachweis. Es wurde eine übliche Elektronik für Teilchenspektroskopie mit den Bauelementen der Firma Ortec verwendet. Der gesamte Nachweiszweig hatte eine Energieauflösung von 28 keV für α -Energien von 6 MeV des Eichpräparates. Die Abb. 6 zeigt das Blockschaltbild der Meßelektronik. Da Pile-up-Effekte zu erwarten waren, wurde der Hauptverstärker in RC-Mode betrieben. Im doppelt-differenzierenden Betrieb erhält man Pile-up symmetrisch an den Flanken der Linien, bei RC-Einstellung dagegen nur auf der Flanke höherer Energie.

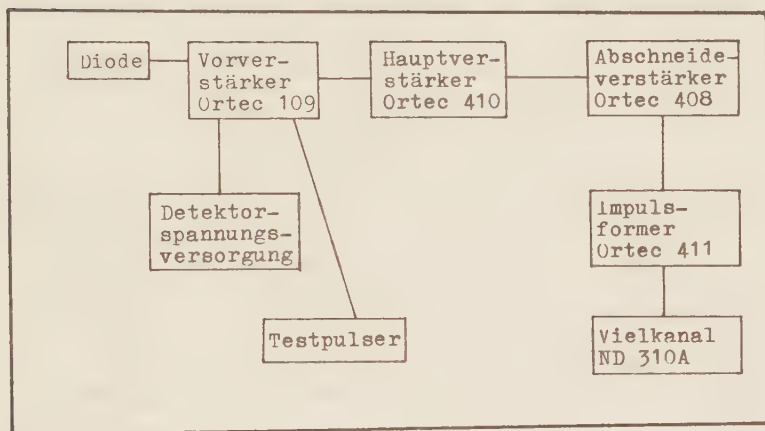


Bild 6. Blockschaltbild der Elektronik

Nähere Angaben zur Meßanordnung:

Wegen der Kinematik der Kernreaktionen $\text{Li}^7 + p$ ist die Energie der α -Teilchen nach dem Zerbrechen des Be^8 -Kernes vom Beobachtungswinkel abhängig. Bei dem Beobachtungswinkel von 160° im Laborsystem erwartet man die α -Teilchen unter Berücksichtigung der kinematischen Korrekturen und des Q-Wertes aus dem 16,6 MeV-Niveau, bei 7,43 MeV, die aus dem 16,9 MeV Niveau

bei 7,57 MeV und die α_{O} -Teilchen bei einer Energie von 7,91 MeV.

Bei großen Winkeln hängen die kinematischen Korrekturen sehr wenig vom Winkel ab, so daß das nicht punktförmige Target und der flächenhafte Detektor nur zu einer geringfügigen Energieverbreiterung führen. Der Rückwärtswinkel wird gewählt, um möglichst wenig gestreute Protonen als Teilchenuntergrund zu haben, da die Protonen nicht nur im Li^7 sondern auch an den Verunreinigungen des Targets wie F^{19} (LiF!) und an C^{12} (Träger) gestreut werden. Man erwartet unter der Annahme des Rutherfordstreuquerschnitts für F^{19} für $E_p = 440 \text{ keV}$ und 160° Laborwinkel $\sigma_R(\theta) \approx 500 \text{ mb/Sterad}$. Der Wirkungsquerschnitt der α_{O} -Reaktion für diesen Winkel und diese Energie beträgt $0,280 \text{ mb/Sterad}$. Pro gesuchtes α -Teilchen erhält etwa 10^3 α'_{O} und 10^6 rückgestreute Protonen der Energie 360 keV.

Trotz des großen Energieunterschiedes begrenzt dieser hohe Teilchenuntergrund die zulässige Zählrate. Die Güte der beobachteten Teilchenspektren hängt sehr stark von der Justierung der Anlage ab. Alle Streuungen an Fremdmaterial müssen sorgfältig vermieden werden. Zur Kontrolle wurden die α -Spektren alle zwei Stunden ausgedruckt um Änderungen am Spektrum festzustellen. Es wurden verschiedene Spektren mit veränderter Intensität aufgenommen. In Abb. 7 werden zwei α -Spektren verglichen, die mit verschiedenen Protonenströmen aufgenommen wurden.

α -Teilchen pro
Kanal

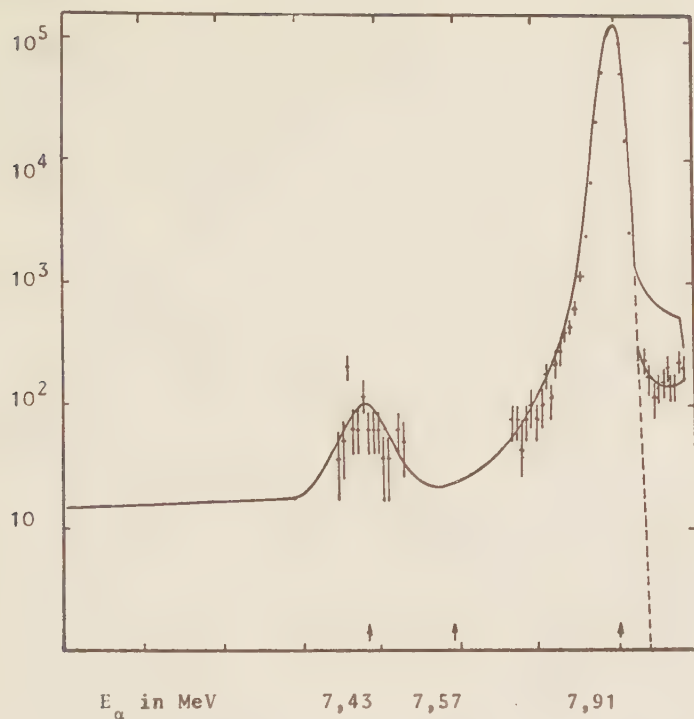


Bild 7. Vergleich zweier α -Spektren, die mit verschiedenen Zählraten aufgenommen wurden, zum Erkennen von Pile-up-Effekten. Die ausgezogene Linie repräsentiert das Spektrum von Bild 8. Die eingezeichneten Fehlerbalken stammen aus einer Messung, die mit 1/6 der Zählrate aufgenommen wurde. Diese Messung besitzt eine um den Faktor 10 geringere Gesamtzahl von Ereignissen.

V Meßergebnisse und Diskussionen

1) Spektren:

Es wurden geladene Teilchen nach den gleichzeitig ablaufenden Reaktionen $\text{Li}^7 + p \rightarrow 2\alpha_0$ und $\text{Li}^7 + p \rightarrow \text{Be}^8$ (17,6) im Energiebereich von 6,8 bis 8,1 MeV spektroskopiert.

Neben der α_0 -Linie bei 7,91 MeV erwartet man weitere α -Gruppen bei 7,57 und bei 7,43 MeV. Nach einer Reihe von Vorversuchen wurden mehrere Spektren in einer gesamten Meßreihe von etwa 100 Stunden aufgenommen.

Bild 8 zeigt ein Spektrum aus dieser Reihe in logarithmischer Darstellung, das einen besonders niedrigen Untergrund besitzt. Die Meßzeit dieses Spektrums betrug etwa 15 Stunden. In Bild 9 ist dasselbe Spektrum in linearem Maßstab dargestellt. Neben der α_0 -Linie enthält dieses Spektrum eine deutlich ausgeprägte Linie aus dem α -Zerfall des 16,6 MeV Niveaus. Eine α -Linie zum 16,9 MeV ist im Rahmen der erreichten Meßgenauigkeit nicht sicher zuzuordnen. Man kann aber für die Existenz einer solchen Linie aus den Messungen eine obere Grenze angeben. In einem der aufgenommenen Spektren mit einer gesamten Meßzeit von etwa 45 Stunden vermutet man eine Andeutung der Linie zum 16,9 MeV. (Bild 10) Dieses Spektrum zeigt jedoch eine größere Linienverbreiterung und höheren Untergrund. Zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses der α -Linien vom 16,6 und vom 16,9 MeV Niveau, das den gesuchten relativen γ -Übergangswahrscheinlichkeiten entspricht, wird zur Analyse des Spektrums das gemessene α -Spektrum durch Überlagerung von Gaußkurven für die Linien und Exponentialfunktionen für den Untergrund dargestellt. Bei der α_0 -Gruppe kann man eine Asymmetrie der Linienform beobachten, deren Ursache nicht geklärt ist und die z. B. von Vielfachstreuung herrühren könnte.

2) Bestimmung der Wirkungsquerschnitte:

Man benützt die Abweichungen der Meßwerte von der berechneten Kurve, die man der linearen Darstellung Bild 9 entnimmt, um eine obere Grenze für das Verhältnis der γ -Übergangswahrscheinlichkeiten anzugeben.

α -Teilchen pro
Kanal

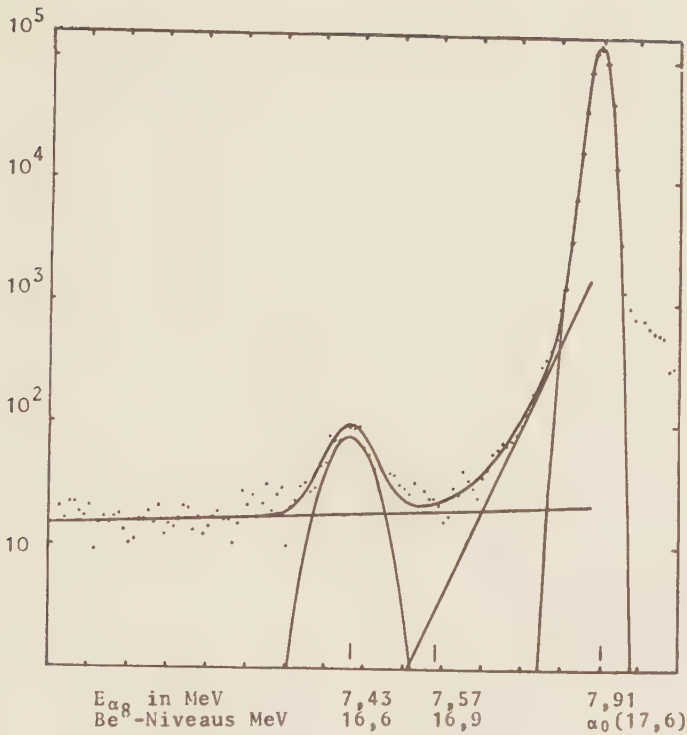


Bild 8. α -Spektrum in logarithmischer Darstellung, Meßzeit ca 15 Stunden. Das gemessene Spektrum wurde durch die Überlagerung von Gaußkurven für die Linien und Exponentialfunktionen für den Untergrund dargestellt.

α -Teilchen
pro Kanal

X 1000

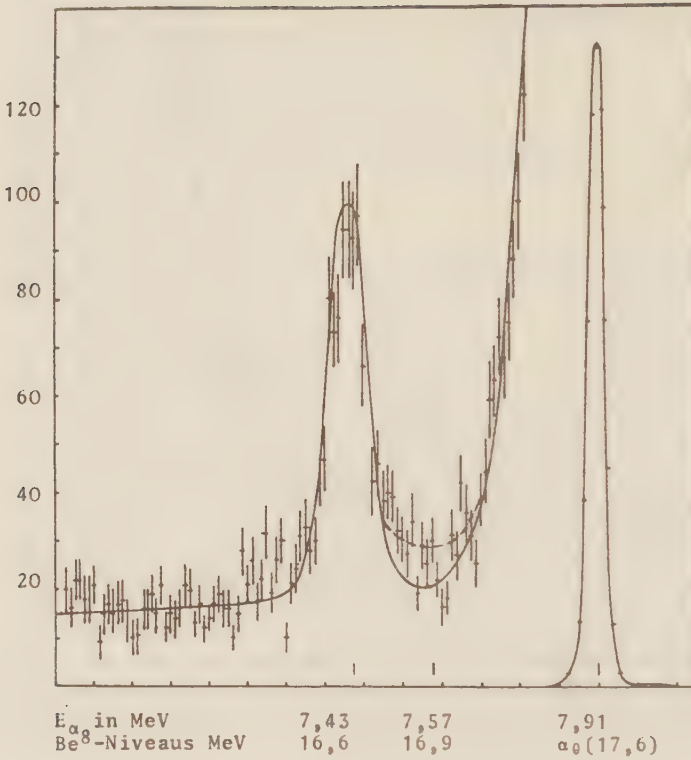


Bild 9. α -Spektrum in linearer Darstellung, Meßzeit ca. 15 Stunden. Die dargestellte Messung ist die gleiche wie die in Bild 8.

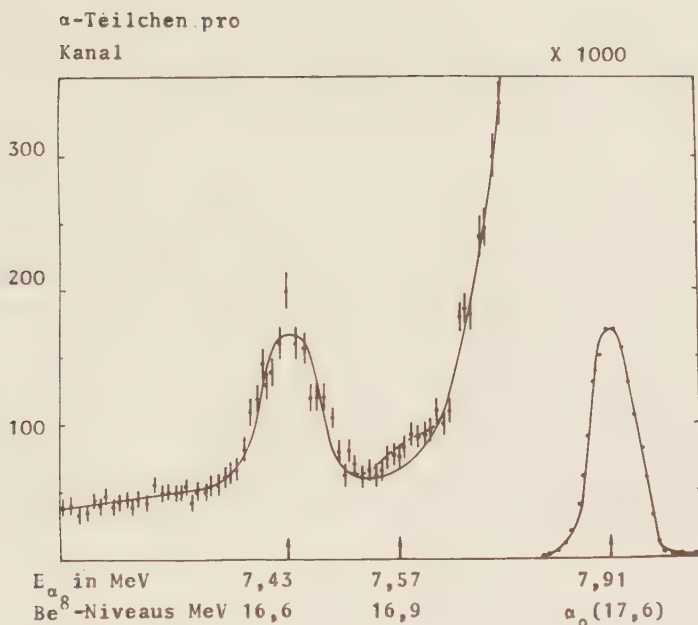


Abb. 10. α-Spektrum, Meßzeit ca 45 Stunden.

Bei den angegebenen Energien erwartet man α-Teilchen aus den Be⁸ Niveaus von 16,6 und 16,9 MeV.

$$\frac{\text{obere Grenze } I_Y(17,6 + 16,9)}{I_Y(17,6 + 16,9)} = \frac{\text{obere Grenze } I_\alpha(16,9)}{I_\alpha(16,6)} = \frac{1}{5}$$

Unter den im folgenden genannten Bedingungen kann man aus dem gemessenen α-Spektrum den absoluten Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\text{Li}^7(p, \gamma) \text{Be}^{8*}(16,6) (2\alpha)$ bestimmen. Man vergleicht die Intensität der α-Linie zum 16,6 MeV Niveau mit der Intensität der α₀-Linie. Der Wirkungsquerschnitt der nicht resonanten

Reaktion $\text{Li}^7 + p \rightarrow 2\alpha_0$ ist mit genügend guter Genauigkeit bekannt (25) (26). Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ändert sich im Bereich des hier im Target auftretenden Energieverlustes so wenig, daß man annehmen kann, daß die Ausbeute dieser Reaktion der Targetdicke proportional ist. Die Reaktion $\text{Li}^7 + p \rightarrow \text{B}^8$, die das 17,6 MeV Niveau bevölkert, ist eine Resonanzreaktion, deren Ausbeute nur innerhalb der etwa 11 keV breiten Resonanz einen wesentlichen Betrag liefert.

Bei Targets mit einer Dicke > 11 keV hängt die Ausbeute dieser resonanten Reaktion nicht mehr von der Targetdicke ab. Eine Dickenbestimmung der Targets wurde unabhängig von der Messung mit α -Teilchen von etwa 6 MeV durchgeführt. Bei der Aufsummation der α_0 -Teilchen brauchte kein Untergrund berücksichtigt zu werden; bei der α -Gruppe zum 16,6 MeV Niveau wurde ein konstanter Untergrund berücksichtigt.

Der angegebene Meßwert wurde aus drei Meßreihen gemittelt. Der Fehler setzt sich aus den statistischen Fehlern und den Streuungen der Einzelmessungen zusammen.

Man erhält für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\text{Li}^7(p, \gamma) \text{Be}^8$ (16,6) (2_α) bei $E_p = 441$ keV

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (160^\circ) = (750 \pm 100) \text{ nb/Ster}$$

Dieser Wirkungsquerschnitt ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen anderer Autoren.

Marion (1965) Maryland $\frac{d\sigma}{d\Omega} (120^\circ) = (513 \pm 6) \text{ nb/Ster}$

P. Paul (1964)	$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1190 \text{ nb/Sterad}$
Stanford	870 nb/Sterad

3) Folgerungen für Isospin:

Aus dieser indirekten Messung der $\{$ -Übergänge von dem 17,6 MeV T = 1-Niveau zu dem zu untersuchenden Niveaudublett können Folgerungen für den Isospin gezogen werden: Das 16,6 MeV-Niveau ist sicher kein reiner T = 1-Zustand.

Begründung:

1. Die Bevölkering dieses Niveaus müßte nach der Morpurgoregel um den Faktor 50 - 100 retardiert sein, falls es ein reiner $T = 1$ -Zustand wäre. Bei Berücksichtigung der E^3 -Abhängigkeit sollte dieses 16,6 MeV Niveau immer noch um einen Faktor 15 - 30 schwächer besiedelt werden als der Zustand bei 16,9 MeV. Auch dieses Experiment zeigt aber, daß gerade das 16,6 MeV Niveau bevorzugt angeregt wird, was insgesamt einer Verletzung der Morpurgoregel um einen Faktor 75 - 150 entsprechen würde.
2. Ein reines $T = 1$ -Niveau kann nicht in 2α -Teilchen zerfallen, so lange man nur die starke Wechselwirkung berücksichtigt. Ein 2α -Zerfall eines $T = 1$ Zustandes ist nur über die elektromagnetische Wechselwirkung möglich. Die dabei zu erwartenden Linienbreiten sind jedoch viel kleiner als die im Vergleich hier beobachteten α -Linienbreiten.
3. Die absolute Übergangswahrscheinlichkeit für den γ -Übergang zum 16,6 MeV Niveau ist innerhalb der Systematik der $M1$ -Übergänge bei leichten Kernen besonders hoch, obgleich man gerade hier wegen der Retardierung kleinere Werte erwartet. Man wäre versucht, jetzt das 16,6 MeV-Niveau zum $T = 0$ -Niveau zu erklären, da sein Verhalten einem solchen Zustand entspricht und die Tatsache, daß das 16,9 MeV Niveau nicht beobachtet wird, würde für dieses Niveau $T = 1$ nahelegen. Das Ergebnis dieser Arbeit, ebenso wie der vorangegangenen Arbeiten Marion et al. und Paul et al., widerspricht der Isospinzuordnung für dieses Niveaudublett, wie sie aufgrund der Kernreaktion und β -Zerfällen getroffen wurde. Dieser Widerspruch wurde von J.B. Marion durch die Aufgabe der Vorstellung gelöst, daß man jedem dieser Niveaus einen definierten Isospin zuordnen könne. Er schlug vor, eine maximale Isospinmischung von je 50 % aus $T = 1$ - und $T = 0$ -Anteilen anzunehmen. Im nächsten Abschnitt soll ausführlicher auf die Vorstellung dieser Isospin-Mischung eingegangen werden.
4. Einteilchenkonfiguration und Isospinmischung:
Es gibt eine Reihe von Experimenten, die die Annahme stützen, daß der 16,6 MeV-Zustand in Be^8 die Konfiguration $\text{Li}^7 + p$ hat.

Solche Experimente sind die direkte Einfangsreaktion $\text{Li}^7 + p$, die zu dem 16,6 MeV und nicht zu dem 16,9 MeV Niveau in Be^8 führt (2) (27) und die $\text{Li}^7 (d,n) \text{Be}^8$ Reaktion, die bei der Reaktionsschwelle (28) (29) und bei höheren Einschüßenergien (30) das 16,6 MeV Niveau stark bevorzugt. Für das 16,9 MeV Niveau nimmt man die Konfiguration $(\text{Be}^7 + n)$ an. Die Ergebnisse der Messungen der Reaktionen $\text{Be}^9 (\text{He}^3, \alpha) \text{Be}^8$ und $\text{Be}^9 (p,d) \text{Be}^8$ stützen diese Annahme (31) (32). Aufgrund der Coulombenergieabschätzungen erwartet man den ersten $T = 1$ -Zustand des Be^8 bei einer Anregungsenergie zwischen 16,5 und 17 MeV. Die in der Interpretation der zitierten Experimente erfolgreiche Einteilchenbeschreibung der zwei Zustände in diesem Energiebereich, schließt aus, daß man einen dieser Zustände als den erwarteten $T = 1$ -Zustand identifizieren könne, denn ein Zustand $|\text{Li}^7 + p\rangle$ oder $|\text{Be}^7 + n\rangle$ kann nicht ein Eigenzustand in einem bestimmten Gesamtsospin sein. Man wird deshalb auf der Basis der Einteilchenbeschreibung dieser Zustände zu den interessanten Schlußfolgerungen geführt, daß der $T = 1$ -Anteil zwischen diesen beiden Zuständen geteilt ist

$$|16,6\rangle = \alpha |T = 0\rangle + \beta |T = 1\rangle$$

$$|16,9\rangle = \beta |T = 0\rangle - \alpha |T = 1\rangle$$

wobei $|\alpha| \approx |\beta|$ und $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ ist.

Eine solche Beschreibung dieser Zustände als zwei mögliche orthogonale Kombinationen zweier Isospinbasiszustände, ist durch die Tatsache gerechtfertigt, daß kein weiterer Zustand in der Nähe ist, der diese Wellenfunktionen stört. Es gibt eine Möglichkeit, diese Amplitude zu bestimmen, wenn man nach Barker (4) die Linienbreite Γ_α dieser Niveaus mißt.

Unter der Voraussetzung, daß die Linienbreite dieser Niveaus nur durch den α -Zerfall gegeben wird, und andere Zerfälle in dieser Linienbreite nicht beitragen, ist $\Gamma = \Gamma_\alpha$. Die reduzierte Breite für α -Emission ist die Wahrscheinlichkeit, ein α -Teilchen an der Kernoberfläche in dem α -Zerfallskanal zu finden. Hier ist nur $l_\alpha = 2$ erlaubt. Man findet die reduzierte Breite als das Oberflächenintegral

$$\theta_\alpha^2(16,6) = N_c \int_{R_c}^{\infty} < 16,6 | \psi_c > d\sigma |^2$$

wobei $|\varphi_c\rangle$ die Wellenfunktion des Zerfallkanals, R_c der Kanalradius und N_c ein Normierungsfaktor ist. Mit einem anders bezeichneten Kanalradius und einem anderen Normierungsfaktor läßt sich die reduzierte α -Breite des 16,9 MeV Niveaus genau so darstellen. Man setzt jetzt in die Ausdrücke für die reduzierten Breiten die Darstellung der Zustände $|16,6\rangle$ und $|16,9\rangle$ als Überlagerung von $T = 0$ - und $T = 1$ -Zuständen ein und beachtet, daß die $T = 1$ -Anteile zu der Kanalwellenfunktion $|\varphi_c\rangle$, die einen Zustand aus zwei α -Teilchen beschreibt, orthogonal sind.

Man erhält dann:

$$\theta_{\alpha}^2(16,6) = \alpha^2 N_c \left| \int_{R_c} \langle T = 0 | \varphi_c \rangle d\sigma \right|^2$$

$$\theta_{\alpha}^2(16,9) = \beta^2 N_c \left| \int_{R_c'} \langle T = 0 | \varphi_c \rangle d\sigma \right|^2.$$

Da diese Niveaus in ihren Eigenschaften sehr ähnlich sind und sich auch in der Energie nur wenig unterscheiden, kann man annehmen, daß $|\varphi_c\rangle$ und $|\varphi_{c'}\rangle$ bei R_c und $R_{c'}$, und auch N_c und $N_{c'}$, praktisch identisch sind und erhält

$$\frac{\theta_{\alpha}^2(16,6)}{\theta_{\alpha}^2(16,9)} = \frac{\alpha^2}{\beta^2}$$

Diese reduzierten Breiten unterscheiden sich von den Linienbreiten nur um Faktoren, die für beide Niveaus nur um höchstens 1 % verschieden sind. Man erhält also mit diesem Verfahren eine Methode, die $T = 0$ - und $T = 1$ -Anteile der beiden Niveaus an den gemessenen Linienbreiten bestimmen. Keine der bisher besprochenen Arbeiten liefert die Γ_{α} -Breiten mit genügender Genauigkeit, um daraus die Amplituden α und β zu bestimmen. Außerdem zeigte sich, daß die gemessenen Linienbreiten durch Interferenzeffekte verändert werden können. Deswegen wurden die Linienbreiten Γ_{α} nach den Reaktionen $\text{Li}^7(\text{He}^3, d)\text{Be}^8$ von Marion et al. im Jahre 1967 (33) und nach $\text{B}^{10}(d, \alpha)\text{Be}^8$ von Erskine et al. (34) neu be-

stimmt. Das Resultat der besonders genauen Messung von Marion ist:

$$\Gamma_{\alpha}(16,6) = (113 \pm 3)\text{keV} \text{ und } \Gamma_{\alpha}(16,9) = (77 \pm 3)\text{keV}$$

$$\frac{\Gamma_{\alpha}(16,6)}{\Gamma_{\alpha}(16,9)} = \frac{\alpha^2}{\beta^2} = 1,47$$

Man erhält daraus mit der Normierung $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ die Zusammensetzung für das 16,6 MeV Niveau aus 60 % T = 0 und 40 % T = 1 und für das 16,9 MeV-Niveau 40 % T = 0 und 60 % T = 1.

Einige allgemeine Bemerkungen zu Isospinmischung und Einteilchenkonfiguration befinden sich im Anhang.

Literaturverzeichnis

- (1) P.Paul, S.L.Blatt und D.Kohler, Phys. Letters 10, 201 (1964)
- (2) M.Wilson und J.B.Marion, Phys. Letters 14, 313 (1965)
- (3) D.Kohler und P.Paul, Phys. Letters 15, 157 (1965)
- (4) F.C.Barker, Nucl. Phys. 83, 418 (1966)
- (5) G.Hertz, Lehrbuch der Kernphysik, B.G.Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1960
- (6) T.Lauritsen und F.Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. 78, 1 (1966)
- (7) E.Shield, H.E.Conzett, P.Darriulat, H.Pugh und R.J.Slobodrian Bull. Am. Phys. Soc. 9, 703 (1964)
- (8) D.J.Sullivan und P.B.Treacy, Nucl. Phys. 78, 225 (1966)
- (9) W.D.Warters, W.A.Fowler und C.C.Lauritsen, Phys.Rev. 91, 917
(1953)
- (10) F.S.Dietrich und C.D.Zafirators, Bull.Am.Phys.Soc. 10, 439
(1965)
- (11) F.Mozer, W.A.Fowler und C.C.Lauritsen, Phys.Rev.93, 829 (1954)
- (12) K.H.Lauterjung, B.Schimmer, U.Schmidt-Rohr und H.Maier-Leibnitz, Z.f.Physik 155, 547 (1959)
- (13) S.Cohen und D.Kurath, Nucl. Phys. 73, 1 (1965)
- (14) L.F.Chase, R.G.Johnson, F.J.Vaughn und E.K.Warburton, Phys.Rev. 127, 859 (1962)
- (15) A.M.Poskanzer, R.A.Esterlund und R.Mc Pherson, Phys. Rev.Let. 15, 1030 (1965)
- (16) L.E.H.Trainor, Phys. Rev. 85, 962 (1952)
- (17) M.Gell-Mann und V.L.Telegdi, Phys. Rev. 91, 172 (1953)
- (18) F.K.Goward und J.J.Wilkins, Proc.Roy.Soc.London 228B, 376
(1955)
- (19) J.R.Erskine und C.P.Browne, Phys. Rev. 123, 958 (1961)
- (20) C.P.Browne und J.R.Erskine, Phys. Rev. 143, 683 (1966)
- (21) P.P.Parker und P.F.Donovan, Bull. Am.Phys.Soc. 10, 1135 (1965)

- (22) E.Matt, H.Pfander, H.Rieseberg und V.Soergel,
Phys. Lett. 9, 174 (1964)
- (23) J.B.Marion, Phys. Lett. 14, 315 (1965)
- (24) E.Hohloch und K.Wildermuth, Phys. Lett. 24B, 121 (1967)
- (25) J.B.Marion und M.Wilson, Nucl. Phys. 77, 129 (1966)
- (26) Y.Cassagneu, J.M.F.Jeronymo, G.C.Mani, A.Sadeghi und
P.D.Forsyth, Nucl.Phys. 33, 449 (1962)
- (27) P.Paul, Z.f.Naturforschung 21a, 914 (1966)
- (28) T.W.Bonner und C.F.Cook, Phys. Rev. 96, 122 (1954)
- (29) J.C.Slattery, R.A.Chapmann und T.W.Bonner, Phys. Rev. 108
809, (1957)
- (30) F.S.Dietrich und L.Cranberg, Bull. Am. Phys. Soc. 5, 493
(1960)
- (31) W.E.Dorenbusch und C.P.Browne, Phys.Rev. 131, 1212 (1963)
- (32) J.B.Marion, C.A.Ludemann und P.G.Roos, Phys. Lett. 22, 172
(1966)
- (33) J.B.Marion, P.H.Nettles, C.L.Cocke und G.J.Stephenson Jr.,
Phys. Rev. 157, 847 (1967)
- (34) C.P.Browne, W.D.Callender und J.R.Erskine, Phys.Lett. 23,371
(1966)

Zunächst danke ich Herrn Prof. Dr. H. Wegener für diese interessante Arbeit und sein Interesse an ihrem Fortgang.

Herrn Dr. G. Ischenko möchte ich für die tatkräftige Förderung und die vielen Diskussionen bei der Niederschrift dieser Arbeit ganz besonders danken.

Für die Unterstützung bei der Vorbereitung und der Durchführung der Messungen bin ich Herrn Dipl. Phys. H. Voit sehr zu Dank verpflichtet.

Herrn Prof. Dr. R. Fleischmann danke ich dafür, daß er es ermöglicht hat, diese Arbeit in seinem Institut durchzuführen.

Anhang zu V.3)

1) Isospinmischung nach der Störungstheorie

Man betrachtet ein Nukleonensystem mit einem Hamiltonian

$$H = H_0 + H_C.$$

H_0 ist ein isospinerhaltender Hamiltonian.

H_C ist ein isospinverletzender Hamiltonian, z.B. die Coulomb-wechselwirkung.

$$H_0 > H_C.$$

Mit Hilfe der Störungsrechnung 1.Ordnung läßt sich zeigen, daß zu den Zuständen reinen Isospins bei Anwesenheit von H_C isospinfremde Zustände zugewischt werden.

Man erhält die neue gestörte Ψ Funktion.

$$\Psi_i = \varphi_i + \sum_k \frac{\langle T_k | H_C | T_i \rangle}{E_i - E_k} \varphi_k.$$

Die relativen Amplituden der isospinfremden Anteile sind umso größer, je kleiner der Energienenner und je größer die Störung H_C ist. Für die beiden energetisch eng benachbarten Niveaus des Be^8 bei 16,6 und 16,9 MeV mit gleichem Spin und gleicher Parität ist eine starke Isospinmischung zu erwarten.

2) Einteilchenkonfiguration und Isospinmischung

Zwei Teilchen mit Isospin $T = 1/2$ lassen sich zu genau zwei Zuständen mit $T_3 = 0$ zusammensetzen:

$$|T=1; T_3=0\rangle = \left\{ \left| \frac{1}{2}; +\frac{1}{2} \right\rangle_1 \cdot \left| \frac{1}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle_2 + \left| \frac{1}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle_1 \cdot \left| \frac{1}{2}; +\frac{1}{2} \right\rangle_2 \right\} / \sqrt{2}$$

$$|T=0; T_3=0\rangle = \left\{ \left| \frac{1}{2}; +\frac{1}{2} \right\rangle_1 \cdot \left| \frac{1}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle_2 - \left| \frac{1}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle_1 \cdot \left| \frac{1}{2}; +\frac{1}{2} \right\rangle_2 \right\} / \sqrt{2}.$$

Man weiß, daß das 16,6 MeV Niveau des Be^8 ein $\text{Li}^6 + p$ Niveau ($\left| \frac{1}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle_1 \left| \frac{1}{2}; +\frac{1}{2} \right\rangle_2$) und das 16,9 MeV ein $\text{Be}^7 + n$ Zustand

$(\left|\frac{1}{2}; +\frac{1}{2}\right\rangle_1 \cdot \left|\frac{1}{2}; -\frac{1}{2}\right\rangle_2)$ ist (23).

Aus keiner der beiden Konfigurationen allein lassen sich aber Zustände $|T = 1, T_z = 0\rangle$ und $|T = 0, T_z = 0\rangle$ zusammensetzen. Man erhält sie nur, wenn man die beiden Einteilchenkonfigurationen in gleichen Anteilen mischt. Niveaus der Form $|\text{Li}^7 + p\rangle$ und $|\text{Be}^7 + n\rangle$ müssen dagegen wieder aus gleichen Anteilen $|T = 0\rangle$ und $|T = 1\rangle$ bestehen.

Ich wurde am 5. Oktober 1930 in Coburg geboren, als das erste von vier Kindern des Handelsvertreters Ludwig Flessa und seiner Ehefrau Margarete, geborene Favre.

In Coburg besuchte ich die Volksschule und das Realgymnasium Ernestinum. Dort erhielt ich im Jahre 1951 das Reifezeugnis.

Von 1951 bis 1954 war ich bei der Firma Grundig-Radiowerke GmbH beschäftigt und erwarb das Facharbeiterzeugnis für Rundfunk und Fernsehtechnik. Das Physikerstudium begann ich im Wintersemester 1954/55 an der Universität Erlangen. Im Mai 1958 legte ich dort das Vordiplom ab. Meine Diplomarbeit fertigte ich bei Prof. Dr. R. Fleischmann an. Nach der Diplomprüfung im November 1961 habe ich im Physikalischen Institut bei Prof. Dr. H. Wegener eine Stelle als wissenschaftliche Hilfskraft angenommen.

Erlangen, den 12. 6. 1968

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 852 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990
